

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ КОНЦЕНТРАЦИИ ОКИСЛИТЕЛЯ В ГОРЯЩЕЙ ТОПЛИВНОЙ ЧАСТИЦЕ

Е. А. КОНЬКОВ

(Представлена кафедрой котлостроения и котельных установок)

Определение конкретных практических мероприятий по оптимизации рабочего процесса пылеугольной топki тесно связано с необходимостью достоверно знать режим реагирования топлива. В общем случае установление этого режима может быть сделано на основе решения задачи о диффузии окислителя внутрь топливной частицы в сопоставлении с интенсивностью потребления кислорода в объеме твердой топливной фазы. Классическое решение такой задачи путем квазистационарного ее представления дано Л. Н. Хитриным [1], однако ряд упрощающих допущений ограничивает пределы практической применимости этого решения. Одним из таких упрощений является использование константы внутреннего реагирования топлива, как величины, существенно постоянной во времени. Для реального топлива более вероятным представляется допущение о переменном характере этой величины в ходе выжигательного процесса [2]. Используя конкретные закономерности ее изменения с выжигом, можно ставить задачу с большим приближением к действительным условиям горения.

Указанное усложнение ограничит возможности получения регулярного аналитического решения задачи, однако такая ее постановка может считаться целесообразной, если ориентироваться на применение численных методов решения с использованием средств электронно-вычислительной техники. Последнее обстоятельство позволяет также учесть условие подвижности геометрической границы реагирующей топливной частицы при выгорании, т. е. ставить задачу в наибольшей реальной ее полноте. Исходная система уравнений при этом может быть принята следующей

$$D_i \left[\frac{\partial^2 c}{\partial x^2} + \frac{2}{x} \frac{\partial c}{\partial x} \right] - \alpha(\tau) c = \frac{\partial c}{\partial \tau} \quad (1)$$

$$4\pi r^2 D_i \frac{\partial c}{\partial x} = \int_0^r c(x) 4\pi r^2 dr \alpha(\tau), \quad (2)$$

в которой уравнение (1) описывает процесс нестационарной диффузии кислорода внутрь топливной сферы, а соотношение (2) определяет кислородный баланс на наружной границе. В уравнениях (1) — (2) приняты обозначения:

ρ — наружный радиус горящей топливной частицы $\rho = \rho(\tau)$;
 x — произвольный радиус внутри топливной сферы ($x \leq \rho$);
 $\alpha(\tau)$ — переменный во времени коэффициент внутреннего реагирования;
 c — концентрация кислорода;
 D_i — коэффициент внутренней диффузии;
 τ — время.

Поскольку решение интегро-дифференциальной системы (1)–(2) связано со значительными техническими трудностями даже средствами машинного счета вследствие необходимости использования какого-либо громоздкого приближенного метода (например, метода последовательных итераций), то выражение (2) можно упростить следующим образом. Введем в рассмотрение интегральный аналог толщины реагирующего слоя [3]

$$\varepsilon_0 = \int_0^{\rho} \alpha(\tau) c(x) dx = \sqrt{\frac{D_i}{\alpha}}. \quad (3)$$

Тогда эффективный реагирующий объем топливной частицы можно выразить

$$V = \frac{4}{3} \pi [\rho^3 - (\rho - \varepsilon_0)^3], \quad (4)$$

а уравнение (2) заменить эквивалентным алгебраическим

$$4\pi\rho^2 D_i \frac{\partial c}{\partial x} = \frac{4}{3} \pi [\rho^3 - (\rho - \varepsilon_0)^3] \alpha(t) c \quad (5)$$

где c_0 — концентрация кислорода на наружной границе топливной сферы (задачу решаем в граничных условиях первого рода и при допущении симметрии внешней границы по отношению к потоку окислителя).

Если, далее, линеаризовать выражение $[\rho^3 - (\rho - \varepsilon_0)^3]$ относительно ε_0 , т. е. положить

$$V = \pi \sigma^2 A \varepsilon_0, \quad (6)$$

то решение задачи существенно облегчается.

При этом следует иметь в виду следующее. Как показывает детальный анализ функции (4), она характеризуется быстрым ростом в зависимости от ε_0 и уже при $\varepsilon_0 = 0,5\rho$ достигает значения $\sim 0,9$ от своего максимального значения. С другой стороны известно, что с такой же точностью (10 %) определяются границы режимных областей реагирования [4], т. е. можно считать, что чисто кинетический режим реагирования наступает уже при $\rho = 0,5$. С учетом этого, линеаризация выражения (4) требуется в пределах $0 \leq \varepsilon_0 \leq 0,5\rho$. Увидим, что в указанной области значений ε_0 функция (4) линеаризуется с приемлемой точностью. Принимая (6) и приравнявая правые части (4) и (6) после тождественных преобразований, получим

$$\frac{1}{3} [3\varphi - 3\varphi^2 + \varphi^3] = A\varphi, \quad (7)$$

где мы положили $\varphi = \frac{\varepsilon_0}{\rho}$.

Решая графически кубическое уравнение (7), находим, что $A = \frac{2}{3}$.

Проверим точность принятой аппроксимации, имея в виду пределы ее применимости $0 \leq \varphi \leq 0,5$. Обозначим:

$$\frac{1}{3} [\varphi^3 - 3\varphi^2 + 3\varphi] - A\varphi = \frac{1}{3} [\varphi^3 - 3\varphi^2 + 3\varphi] - \frac{2}{3} \varphi = F(\varphi). \quad (8)$$

Приравняв нулю первую производную от (8), найдем значения φ , соответствующие экстремумам этой функции:

$$\frac{dF}{d\varphi} = 3\varphi^2 - 6\varphi + 1 = 0. \quad (9)$$

Уравнение (9) имеет только два действительных корня $\varphi_1 = 0,186$ и $\varphi_2 = 1,814$. Последний корень отбрасываем как лежащий за пределами принятой области аппроксимации, т. е. $\varphi_2 = 1,814 > \varphi_k = 0,5$. Максимум относительной ошибки аппроксимации, соответствующий значению φ_1 , равен

$$\begin{aligned} \delta_{\varphi_1} &= \frac{[\varphi_1^3 - 3\varphi_1^2 + 3\varphi_1] - 2\varphi_1}{\varphi_1^3 - 3\varphi_1^2 + 3\varphi_1} = \\ &= \frac{0,186^3 - 3 \cdot 0,186^2 + 3 \cdot 0,186 - 2 \cdot 0,186}{0,186^3 - 3 \cdot 0,186^2 + 3 \cdot 0,186} \cdot 100 \% = 19,3 \%. \end{aligned}$$

Проверим также погрешность аппроксимации на границе определенности, т. е. при $\varphi_k = 0,5$:

$$\begin{aligned} \delta_{\varphi_k} &= \frac{[\varphi_k^3 - 3\varphi_k^2 + 3\varphi_k] - 2\varphi_k}{\varphi_k^3 - 3\varphi_k^2 + 3\varphi_k} = \\ &= \frac{0,5^3 - 3 \cdot 0,5^2 + 3 \cdot 0,5 - 2 \cdot 0,5}{0,5^3 - 3 \cdot 0,5^2 + 3 \cdot 0,5} \cdot 100 \% = 14,3 \%. \end{aligned}$$

Итак, максимальная погрешность аппроксимации соответствует значению $\varphi = 0,186$ и не превосходит 20 %, что, имея в виду в целом весьма невысокую точность кинетических расчетов [5], можно считать вполне приемлемым.

Используя эмпирическую закономерность изменения коэффициента внутреннего реагирования в виде [2]: $\alpha(\tau) = \alpha_n \cdot e^{-Fo}$, после приведения к безразмерному виду исходную систему уравнений можно представить в форме:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \Theta}{\partial Fo} &= \frac{1}{4 W_0} \left[\frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + \frac{2}{\xi} \frac{\partial \Theta}{\partial \xi} \right] - W_0 e^{-Fo} \end{aligned} \right. \quad (10)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \psi &= e^{-\frac{Fo}{2}} \end{aligned} \right. \quad (11)$$

при следующей системе условий однозначности

$$\Theta(\psi, Fo) = 1 \quad (12)$$

$$\frac{\partial \Theta(0, Fo)}{\partial \xi} = 0 \quad (13)$$

и при следующих пределах изменения независимых переменных

$$\begin{aligned} 0 \leq \xi \leq \psi \\ 0 \leq Fo \leq \infty. \end{aligned} \quad (14)$$

В уравнениях (10) — (14):

$\Theta = \frac{c}{c_0}$ — безразмерная концентрация кислорода;

$Fo = \frac{\tau \cdot D_i}{\rho^2}$ — диффузионный аналог критерия Фурье;

$W_0 = \frac{\rho_0^2 \alpha_n}{D_i}$ — интегральный аналог критерия внутреннего контакта;

$\psi = \frac{\rho}{\rho_0}$ — безразмерный наружный радиус топливной частицы в произвольный момент времени;

$\xi = \frac{x}{\rho_0}$ — безразмерный радиус произвольной сферы внутри топливной частицы.

Численным решением системы (10) — (14) на электронной вычислительной машине Минск-1 было получено (для каждого предварительно принятого значения W_0) распределение окислителя

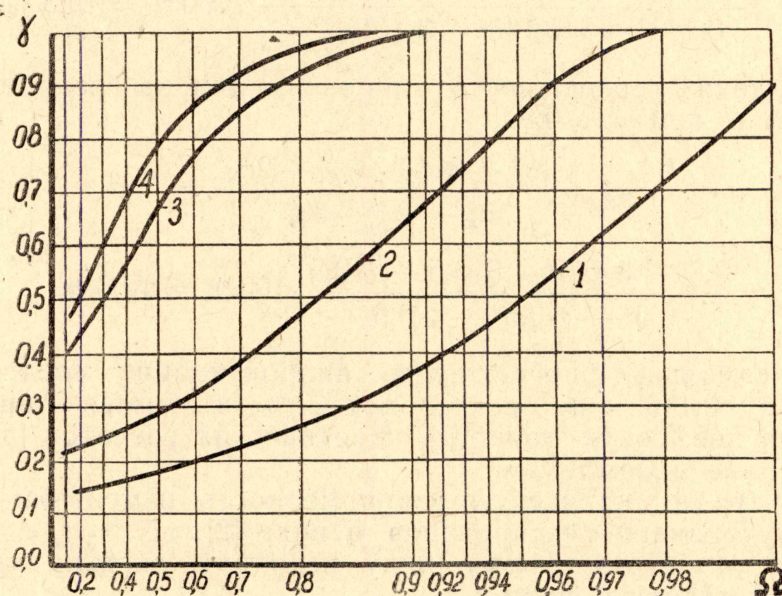


Рис. 1. Использование внутренней поверхности топлива в зависимости от степени выгорания. 1—при $W_0=10$; 2—при $W_0=4,0$; 3—при $W_0=1,0$; 4—при $W_0=0,7$.

по объему (радиусу) выгорающей топливной частицы для соответствующих значений Fo в виде табличной функции $c = c(\rho)$. Эти данные использовались затем для расчета степени участия внутренней поверхности топлива в различные моменты процесса вы-

горания по соотношению $\gamma = \frac{\int_0^{\rho} c(x) x^2 dx}{\frac{4}{3} \cdot c_0 \rho^3}$.

Значения γ , найденные как в функции времени горения, так и в зависимости от степени выжига (рис. 1) позволяют по имеющимся характеристикам сжигаемого топлива определять режим реагирования его на всех стадиях процесса выгорания и соответственно этому определять пределы практической эффективности тех или иных мероприятий по интенсификации топочного процесса. Так из рис. 1 видно, что при $\omega_0 = 1,0$ режим горения переходит во внутреннюю кинетическую область при степени выгорания $\Omega \approx 0,9$. Это значит, что по достижении такой степени выгорания практические меры по интенсификации процесса будут нецелесообразно искать на основе турбулизации факела, усиливающей подвод кислорода к реагирующей поверхности, а следует выбирать меры, повышающие температурный уровень процесса. На более ранних стадиях выгорания, наоборот, более эффективными будут средства, ускоряющие подвод окислителя к реакционной поверхности, так как в этом случае режим горения протекает в диффузионной области. На промежуточных стадиях выгорания эффективность рассматриваемых средств форсировки огневого процесса будет меняться и выбор того или иного из них или их комплекса должен осуществляться в зависимости от конкретных условий.

Выводы

1. Рассматривается приближенный метод численного расчета степени использования внутренней поверхности горящего топлива в условиях внутреннего переходного режима с учетом меняющейся в процессе горения константы внутреннего реагирования.
2. Показана динамика перехода реагирования в сторону внутренней кинетической области по мере выгорания топлива.
3. Даны соображения о выборе практических мероприятий по интенсификации факельного процесса.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Н. Хитрин. Физика горения и взрыва. Изд. МГУ, 1957.
2. Е. А. Коньков, И. К. Лебедев. К определению реакционных свойств твердых топлив в пылевоздушном потоке на разных стадиях выгорания. Наст. сборник.
3. Б. В. Канторович. Основы теории горения и газификации твердого топлива. Изд. АН СССР, 1958.
4. З. Ф. Чуханов. Некоторые проблемы топлива и энергетики. Изд. АН СССР, М., 1961.
5. Л. Н. Хитрин. Уравнение горения потока пылевидного топлива (кокса) при наличии хемосорбции кислорода. ИФЖ, № 7, 1962.